

物理学

GaAs 中电子自旋极化的浓度依赖研究

滕利华

(青岛科技大学数理学院, 青岛 266061)

摘要 采用时间分辨圆偏振光抽运-探测光谱, 研究本征 GaAs 中导带底附近电子初始自旋极化和自旋弛豫动力学。发现电子初始自旋极化度小于通常认为的 0.5, 并随光注入载流子浓度的增大而减小。假设右旋圆偏振光激发到导带的自旋取向, 向上与向下电子浓度之比为 1:3, 理论计算的电子初始自旋极化度随载流子浓度变化关系与实验结果很好的符合。计算结果同时表明, 带隙重整化效应对电子初始自旋极化度有较大影响, 但电子初始自旋极化度小于 0.5 的现象并非起源于带隙重整化效应。

关键词 圆偏振光抽运-探测光谱 电子初始自旋极化度 GaAs

中图法分类号 O472.4; **文献标志码** A

半导体自旋电子器件以其低功耗、低热耗散和速度快等独特优点而受到广泛关注, 被认为在下一代半导体纳米电子器件集成制造中具有广阔的应用前景^[1,2]。然而, 这些应用都依赖于高的自旋极化的获得。因此, 半导体中电子自旋极化度随材料结构、注入方法等因素的关系研究成为国际上一个活跃的研究领域^[3,4]。目前发展的自旋极化电子的注入方法主要有电注入法^[3,4] 和光注入法^[5-8], 其中光注入法以其高的注入效率在电子自旋极化的弛豫^[5]、输运^[6,7]以及自旋存储^[8]等实验研究中得到广泛应用。通常认为利用圆偏振光注入法在 GaAs 导带底附近可获得的电子初始自旋极化度为 0.5^[9], 然而, Nemec 等人实验上发现该极化度仅为 0.36, 他们认为极化度的减小是由导带中自旋依赖的带隙重整化效应引起的^[10]。另外, Joshua 等人^[11]认为右旋圆偏振光激发到导带的自旋取向, 向上与向下电子浓度之比为 1:6; 同样左旋圆偏振光激发到导带的自旋取向, 向上与向下电子浓度之比为 6:1, 因此, 在 GaAs 导带底附近可获得的电子

初始自旋极化度为 0.71。然而 Nemec 和 Joshua 等人的结论均未得到进一步的实验和理论研究的支持。深入研究 GaAs 半导体中电子自旋极化动力学, 既是加深对半导体自旋电子学物理基础认识的需要, 也是自旋电子器件发展的需要。本文正是对这类问题展开了深入研究, 发现导带底附近电子初始自旋极化度的确小于 0.5, 并且随光注入载流子浓度的增大而减小, 而并非为 0.71。我们的计算表明这种减小并非起源于自旋依赖的带隙重整化效应, 相反, 较高载流子浓度下自旋依赖的带隙重整化效应有助于电子初始自旋极化度的提高。

1. 实验及结果讨论

实验所用的厚度为 0.5 μm 的 GaAs 薄膜样品由分子束外延(MBE)沿(001)方向生长, 无应力分子吸附在宝石片衬底上。由自锁模钛宝石激光器输出的脉宽 100 fs, 中心波长 860 nm, 重复率 82 MHz 的激光脉冲列通过一个标准的抽运-探测装置^[12,13], 输出的抽运/探测光强比为 3/1 的平行抽运和探测光束通过一个消色差宽带 1/4 波片后变为圆偏振光, 同时在抽运光束中置一 1/2 波片, 分别控制抽运光束与探测光束为平行和正交线偏振; 进而通过 1/4 波片分别产生同旋向和反旋向圆偏振抽运

和探测光。抽运和探测光由一个透镜聚焦于样品的同一点上。透过样品的圆偏振探测光的强度变化由光电管转换为电流，并由锁相放大器检测。一个连续可调衰减片用于控制输入光功率，达到改变激发载流子浓度的目的。

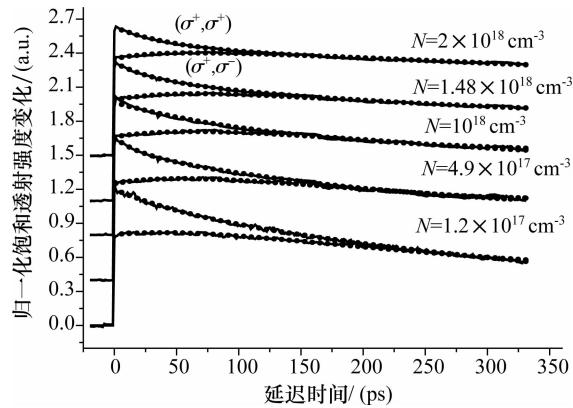


图1 归一化饱和透射强度变化。实线为同向和反向圆偏振光抽运-探测得到的饱和透射强度变化曲线,点线为理论拟合曲线。除 $N = 1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 外,其它曲线的零基线均被漂移

图1所示为四种典型载流子浓度下获得的同旋向和反旋向圆偏振光抽运-探测的归一化饱和透射强度变化随时间延迟扫描曲线,以二者最大值的平均值作为归一化系数。实线所示为实验结果。 (σ^+, σ^+) 和 (σ^+, σ^-) 分别表示同旋向和反旋向圆偏振光抽运-探测曲线。归一化饱和透射强度变化可由如下模型描述^[14,15]

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^{\pm} = \left[1 \pm \frac{1}{2}Pe^{\frac{-2t}{T_s}}\right]e^{\frac{-t}{T_r}} \quad (1)$$

式(1)中 P 为电子初始自旋极化度, T_s 和 T_r 分别为电子自旋弛豫寿命和电子寿命。 $\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^+$ 和 $\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^-$ 分别表示同旋向和反旋向圆偏振光抽运-探测归一化透射变化。由公式(1)可以发现初始时刻归一化同旋向和反旋向圆偏振光抽运-探测变化之差正是 P , 反映电子初始自旋极化度的大小。由图1可见二者之差随载流子浓度增大而减小,即电子初始自旋极化度随载流子浓度增大而减小。

2 模拟计算

图2中实线为GaAs的本征带结构,虚线表示

右旋圆偏振抽运光($\sigma=1$)激发后,导带注入了自旋不平衡布居电子后的导带结构。由于自旋向下态($| -1/2 \rangle$)中被注入的电子浓度(N_-)3倍于自旋向上态($| 1/2 \rangle$)中的电子浓度(N_+),即 $N_- : N_+ = 3 : 1$, 同时带隙重整化效应引起带隙收缩量近似正比于 $N_{\pm}^{1/3}$ ^[10,16], 所以, $| -1/2 \rangle$ 自旋导带的带隙重整化效应强于 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带, $| -1/2 \rangle$ 自旋导带位于 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带之下。

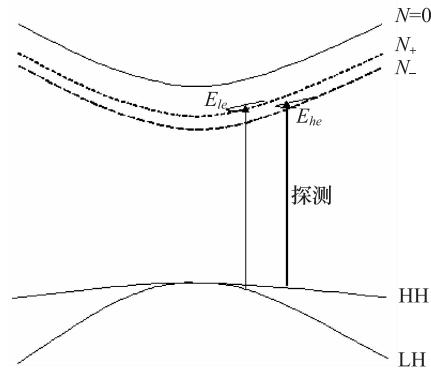


图2 GaAs 的本征能带结构和考虑自旋依赖的带隙重整化效应的能带结构。 E_{he} 和 E_{le} 分别为探测光从重、轻空穴价带探测到的 $| -1/2 \rangle$ 和 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带的电子态

假设不考虑热化过程中电子的自旋弛豫,电子热化过程结束后, $| -1/2 \rangle$ 自旋导带和 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带电子总数之比仍为 3:1, 分别在各自导带中按费米分布。依据参考文献[17]中的理论模型,计算得到 $| 1/2 \rangle$ 和 $| -1/2 \rangle$ 自旋导带中电子的费米分布函数,再分别乘以 $| 1/2 \rangle$ 和 $| -1/2 \rangle$ 自旋导带各自态密度^[18],得到导带底部附近两种自旋取向电子单位能量间隙的电子数密度,进而得到电子初始自旋极化度。自旋依赖的带隙重整化效应引起的带隙变化量的计算使用公式^[17]

$$\Delta_{\pm}(t) = 2.7 \cdot 10^{-8} N_{\pm}^{1/3}(t) [1 - \exp(-N_{\pm}(t)/2.7 \times 10^{16})] \quad (\text{浓度的单位为 } \text{cm}^{-3})$$

图3中点线为假设右旋圆偏振光激发到导带的自旋取向向上与向下电子浓度之比为 1:6 时,考虑带隙重整化效应模拟得到的导带底附近电子初始自旋极化度随载流子浓度的变化关系,实线和虚线

为假设右旋圆偏振光激发到导带的自旋取向向上与向下电子浓度之比为 1 : 3, 理论上分别考虑和不考虑带隙重整化效应时模拟得到的导带底附近电子初始自旋极化度随载流子浓度的变化关系, 实心圆点为利用椭圆偏振光抽运 - 探测光谱模型^[14,15]拟合图 1 中实验结果得到的电子初始自旋极化度随激发载流子浓度的变化关系。拟合结果也显示在图 1 中, 由实心圆点线表示。如图 3 中点线所示, 如果自旋取向向上与向下电子浓度之比为 1 : 6, 导带底附近的电子初始自旋极化度随载流子浓度的增大由 0.68 减小到 0.49, 并非为 0.71, 最主要的是理论计算的电子初始自旋极化度显然大于实验测量结果, 因此, 参考文献[11]中认为自旋取向向上与向下电子浓度之比为 1 : 6 的观点是有问题的。另外, 假设自旋取向向上与向下电子浓度之比为 1 : 3, 理论计算结果与参考文献[10]中带隙重整化效应使得电子初始自旋极化度减小的观点不一致。图 3 显示带隙重整化效应并不总是使带底附近的电子初始自旋极化度减小。相反, 当电子浓度大于 $3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时, 带隙重整化效应反而能增加带底附近电子初始自旋极化度, 但无论考虑带隙重整化效应与否, 带底附近的初始自旋极化度都小于 0.5, 其原因可以解释如下。

尽管 $| -1/2 \rangle$ 自旋导带中的总电子数三倍于 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带中的总电子数, 但由于费米分布的非线性, 导带底附近 $| -1/2 \rangle$ 自旋带中占据的电子数密度总是小于 $| 1/2 \rangle$ 自旋带中的电子数密度的三倍, 并且随总的激发电子浓度的增加, 前者与后者之差减小。因而, 带底附近电子初始自旋极化度总是小于 0.5, 并随总激发电子浓度增加而减小, 如图 3 所示。然而, 考虑带隙重整化效应后, 带底附近电子初始自旋极化度随总激发电子浓度增加而减小的速度变慢, 如图 3 中实线所示。其原因在于带隙重整化感应的带隙收缩量是电子浓度依赖的。如图 2 所示, 结果 $| -1/2 \rangle$ 自旋导带相对 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带下移, 从而使得 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带底与 $| -1/2 \rangle$ 自旋导带底附近一个较高能量态对应。导带态密度随能量增加而增加, 费米分布函数随能量增加而

减小, 两者的乘积即为能级上占据的电子数密度。计算表明, 考虑带隙重整化效应后, 当激发电子浓度小于 $3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时, $| -1/2 \rangle$ 自旋导带中与 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带底对应的能级上的电子数密度小于 $| -1/2 \rangle$ 自旋导带底部的电子数密度。所以, 当激发电子浓度小于 $3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时, 考虑带隙重整化效应时电子初始自旋极化度小于忽略带隙重整化效应时的电子初始自旋极化度, 如图 3 所示, 虚线在实线上方。相反, 当激发电子浓度大于 $3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时, 计算表明 $| -1/2 \rangle$ 自旋导带中与 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带底对应的能级上的电子数密度大于 $| -1/2 \rangle$ 自旋导带底部的电子数密度。因而, 电子初始自旋极化度大于忽略带隙重整化效应时的电子初始自旋极化度, 如图 3 中实线在虚线上方所示。因而, 带隙重整化效应并不总是使带底附近的电子初始自旋极化度减小, 而是存在一个临界电子浓度 $3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。当电子浓度大于此临界浓度时, 带隙重整化效应能增大带底附近的电子初始自旋极化度。相反, 当电子浓度低于此临界浓度时, 带隙重整化效应则使带底附近的电子初始自旋极化度减小。

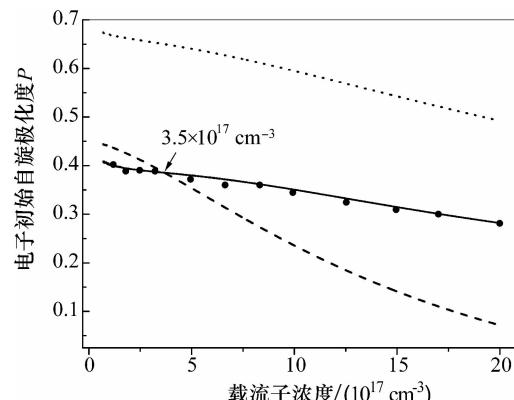


图 3 带底附近电子初始自旋极化度随载流子浓度的变化关系。点线为假设自旋取向向上与向下电子浓度之比为 1 : 6 时计算的结果, 实线和虚线分别为考虑和不考虑带隙重整化效应的结果, 实心圆点为实验数据点

3. 结论

圆偏振光激发后, 本征 GaAs 中导带底附近电

子初始自旋极化度小于通常认为的 0.5, 该现象并非起源于带隙重整化效应, 而是由于电子按费米分布造成的。电子初始自旋极化度随载流子浓度增大而减小, 但浓度高于 $3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时带隙重整化效应能增大电子初始自旋极化度。如果右旋圆偏振光激发的自旋取向向上与向下电子浓度之比为 1:6, 计算得到的电子初始自旋极化度与实验测量结果不一致, 因此认为自旋取向向上与向下电子浓度之比为 1:6 的观点是有问题的。

参 考 文 献

- 1 Zutic I, Fabian J, Das Sarma S. Spintronics: fundamentals and applications. *Rev Mod Phys*, 2004; 76: 323—410
- 2 Datta S, Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Appl Phys Lett*, 1990; 56:665—667
- 3 Schmidt G, Ferrand D, Molenkamp L W, et al. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Phys Rev B*, 2000; 62:R4790—R4793
- 4 Hu C M, Nitta J, Jensen A, et al. Spin-polarized transport in a two-dimensional electron gas with interdigital-ferromagnetic contacts. *Phys Rev B*, 2001; 63:125333—125337
- 5 吴 羽, 焦中兴, 雷 亮, 等. 半导体量子阱中电子自旋弛豫和动量弛豫. *物理学报*, 2006; 55:2961—2965
- 6 Hägele D, Oestreich M, Rühle W W, et al. Eberl K Spin transport in GaAs. *Appl Phys Lett*, 1998; 73:1580—1582
- 7 Kikkawa J M, Awschalom D D. Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide. *Nature*, 1999; 397:139—141
- 8 Salis G, Kato Y, Ensslin K, et al. Electrical control of spin coherence in semiconductor nanostructures. *Nature*, 2001; 414:619—622
- 9 Boggess T F, Olesberg J T, Yu C, et al. Room-temperature electron spin relaxation in bulk InAs. *Appl Phys Lett*, 2000; 77:1333—1335
- 10 Nemec P, Kerachian Y, van Driel H M, et al. Spin-dependent electron many-body effects in GaAs. *Phys Rev B*, 2005; 72: 245202—245208
- 11 Venkataraman J A. Quasiequilibrium optical nonlinearities from spin-polarized carriers in GaAs. *Phys Rev B*, 2008; 77: 085202—085209
- 12 徐海红, 焦中兴, 刘晓东, 等. GaAs 中电子 *g* 因子的温度和能量依赖性的飞秒激光吸收量子拍研究. *物理学报*, 2006; 55: 2618—2622
- 13 孙丰伟, 邓 丽, 寿 情, 等. 量子阱中电子自旋注入及弛豫的飞秒光谱研究. *物理学报*, 2004; 53: 3196—3199
- 14 Lai T S, Liu X D, Xu H H, et al. Elliptically polarized absorption spectroscopy and observation of spin coherence in intrinsic GaAs. *Appl Phys Lett*, 2005; 87:262110—1—262110—3
- 15 Lai T S, Liu L N, Shou Q, et al. Elliptically polarized pump-probe spectroscopy and its application to observation of electron-spin relaxation in GaAs quantum wells. *Appl Phys Lett*, 2004; 85: 4040—4042
- 16 Lai T S, Teng L H, Jiao Z X, et al. Evolution of spin coherence dynamics and *g* factor with electron excess energy in bulk intrinsic GaAs. *Appl Phys Lett*, 2007; 91: 062110—1—062110—3
- 17 Prabhu S S, Vengurlekar A S. Dynamics of the pump-probe reflectivity spectra in GaAs and GaN. *J Appl Phys*, 2004; 95: 7803—7812
- 18 Neamen D A. Semiconductor physics and devices: basic principles. Beijing: Tsinghua University Press, 2003: 84—85

Density Dependence of the Electron Spin Polarization in GaAs

TENG Li-hua

(School of Mathematics and physics, Qingdao University of Science and Technology, Qingdao 266061, P. R. China)

[Abstract] Time-resolved circularly polarized pump-probe spectroscopy is used to study the carrier density dependence of the electron spin polarization dynamics in intrinsic GaAs near the bottom of the conduction band. It is found that the initial degree of the electron spin polarization is less than 0.5, and decrease with the carrier density. On the assumption that the number of spin-down electrons is three times as many as the number of spin-up electrons if the pump beam have right hand circular polarization, the carrier-density dependence of the initial degree of spin polarization calculated theoretically agree well with the experimental results. The theoretical calculation shows that the band-dap renormalization effect has a significant influence on the initial degree of spin polarization, but it is not the physical origin that results in the initial degree of the electron spin polarization less than 0.5.

[Key words] circularly polarized pump-probe spectroscopy initial degree of electron spin polarization GaAs